

光电振荡器产生宽带混沌光的时延特征分析*

李凯¹⁾²⁾ 王安帮¹⁾²⁾ 赵彤¹⁾²⁾ 王云才^{1)2)†}

1) (太原理工大学, 新型传感器与智能控制教育部山西省重点实验室, 太原 030024)

2) (太原理工大学物理与光电工程学院光电工程研究所, 太原 030024)

(2013年3月14日收到; 2013年4月3日收到修改稿)

理论分析与数值研究了光电振荡器输出的混沌激光特性. 基于自相关分析方法, 详细研究了光电振荡器的直流偏置相移和反馈强度等工作参数对输出信号时延信息的影响. 数值研究表明: 增加反馈强度可以使时延信息变得更加微弱甚至消除; 相同条件下, 直流偏置相移对应的工作点越接近马赫-曾德尔调制器传输特性曲线的极值点, 时延信息越弱; 直流偏置相移为 0 时可以有效地抑制时延信息. 研究还发现, 当直流偏置相移和反馈调制产生的相移变化 $\pi/2$ 时, 自相关曲线上对应于延迟时间处的相关系数符号发生变化.

关键词: 宽带混沌激光, 延迟时间, 光电振荡器

PACS: 42.65.Sf, 05.45.Jn

DOI: 10.7498/aps.62.144207

1 引言

混沌激光由于具有宽带、不可预测的类噪声等特点, 在保密通信^[1]、高速随机数产生^[2]、混沌雷达^[3]和光时域反射仪^[4]等领域具有重要的应用前景.

光反馈半导体激光器和光电振荡器是目前产生混沌激光的主要方法. 但光反馈半导体激光器产生的高维混沌激光带有明显的时延信息^[5], 会严重影响混沌激光的应用. 例如, 对于基于硬件参数匹配的混沌保密通信, 时延信息为攻击者提供了构建非法接收机可能的线索^[6]; 对基于混沌激光产生的高速随机数, 时延信息的存在意味着所产生的随机数无法通过标准测试^[7]; 对于混沌雷达和混沌光时域反射仪, 时延信息造成的相关峰会降低测量信噪比, 甚至导致目标误判^[8]. 因此, 很多抑制光反馈半导体激光器时延信息的方法被研究, 例如, 光注入下外光反馈半导体激光器的自相关旁瓣在适当的反馈和注入条件下可以减小^[9]; 光反馈半导体激光器在适当的反馈强度、注入电流和延迟时间情况

下可以有效地抑制时延信息^[10,11]; 光反馈垂直腔面发射激光器单偏振模式的时延信息不易提取^[12]; 多反馈结构可以抑制时延信息^[13-15]以及用伪随机信号调制反馈光相位可以消除时延信息^[16]. 此外, 近年来用互耦合的方法来抑制时延信息的研究也取得了一些进展^[17,18].

光电振荡器产生的混沌激光具有功率谱平坦^[19]、关联维度高^[20]等优点而引起研究人员的广泛关注^[21-35], 如 Peil 等^[25]详细研究了不同直流偏置相移情况下光电振荡器输出信号进入混沌的路径; Callan 等^[19]指出光电振荡器产生的宽带混沌信号可用于分布式传感网络和基于混沌的测距设备; Larger 和 Dudley 等^[28]指出光电振荡器产生的混沌光可作为速率大于 $10 \text{ Gbit}\cdot\text{s}^{-1}$ 的混沌通信的载波; Rontani 等^[29]基于光电振荡器数值研究产生了两路 $2.5 \text{ Gbit}\cdot\text{s}^{-1}$ 的正交码. 然而, 相对于光电振荡器输出特性及其应用而言, 其产生的混沌激光的时延特征研究较少, 如 Udaltsov 等^[36]研究了单反馈与双反馈结构对时延信息的影响; Hizanidis 等^[37]发现用混沌光注入光电振荡环可以隐藏时延信息; Nguimdo 等^[38]进行了用伪随机码调制后的

* 国家自然科学基金科学仪器基础研究专款 (批准号: 60927007)、国家自然科学基金专项基金 (批准号: 61227016)、国家自然科学基金青年科学基金 (批准号: 60908014, 61205142) 和山西省归国学者基金 (批准号: 2010-3) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: wangyc@tyut.edu.cn

激光注入光电振荡环以消除时延信息的研究,但是对于光电振荡器工作参数对输出混沌激光的时延特征的影响,仍然缺乏深入的研究.

本文详细研究了光电振荡器产生的混沌信号中的时延信息,系统分析了直流偏置电压的相移和反馈强度对输出信号时延信息的影响.

2 理论模型

利用光电振荡器产生混沌光的基本结构如图 1 所示,半导体激光器 (LD) 发出的激光经偏振控制器 (PC)、马赫-曾德尔调制器 (MZM),通过快速光电探测器 (PD) 转化成电信号,由带通滤波器 (BPF) 进行滤波后被功分器 (PS) 分为两路:一路信号被射频放大器 (RFD) 放大后注入 MZM 的射频调制端,实现振荡反馈;另一路输出信号 $V_{\text{out}}(t)$ 可作为探测信号.系统中,LD 稳定工作在连续光输出模式,输出功率为 P ;MZM 直流输入端的直流偏置电压为 V_B ,射频调制端的输入电压为 $V(t)$,其对应的直流和射频输入端的半波电压分别为 $V_{\pi B}$ 和 $V_{\pi \text{RF}}$;BPF 的高频和低频截止频率对应的响应时间可分别为 v_1 和 v_2 ;反馈环中总的延迟时间、衰减和增益分别表示为 T , α , 和 G ;系统中的噪声对混沌状态的影响很小 [19,23],通常忽略不计.

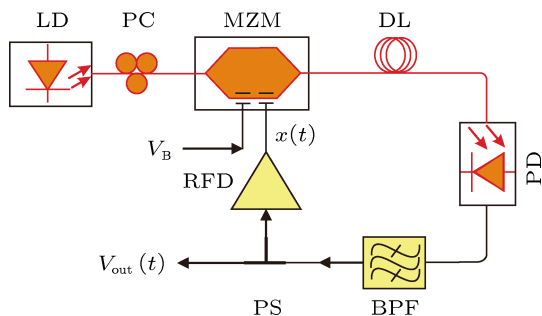


图 1 光电振荡器产生混沌光的结构示意图 LD, 半导体激光器; PC, 偏振控制器; MZM, 马赫-曾德尔调制器; DL, 延迟线; PD, 光电探测器; BPF, 带通滤波器; PS, 功分器; RFD, 射频放大器

考虑到直流偏置电压 V_B 和射频调制电压 $V(t)$, MZM 的调制传递函数 (modulation transfer function, MTF) 表示为

$$F(x(t)) = \frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{in}}} = \cos^2(x(t) + \Phi), \quad (1)$$

其中 $x(t) = \pi V(t)/(2V_{\pi \text{RF}})$, $\Phi = \pi V_B/(2V_{\pi B})$ 为 MZM 的直流偏置相移. 因为 $x(t) = CV_{\text{out}}(t)$, C 为常数, 所以 $x(t)$ 可作为输出信号来研究其动态特性. 进一步考虑带通滤波器的输出电压与输入电压之

间的关系, 并假设 $y(t) = \int x(s) ds$, 那么, 光电振荡器的输出特性微分方程组为 [23]

$$\begin{aligned} \frac{dx(t)}{dt} &= -\frac{1}{v_1} \left(x(t) + \frac{1}{v_2} y(t) - \beta \cos^2(x(t-T) + \Phi) \right), \\ \frac{dy(t)}{dt} &= x(t), \end{aligned} \quad (2)$$

其中 $\beta = \pi \alpha GP/2V_{\pi \text{RF}}$, 表示反馈强度. 研究中用微分方程组 (2) 数值模拟光电振荡器的输出动态, 其他参数设置如下: $v_1 = 10.6$ ps (对应频率为 15 GHz), $v_2 = 5.3$ μ s (对应频率为 30 kHz), $T = 5$ ns.

我们用自相关函数 (ACF) 来定量表征光电振荡器输出混沌信号的时延信息, ACF 的定义为 [18]

$$\Gamma(\tau) = \frac{\langle (x(t) - \langle x(t) \rangle)(x(t+\tau) - \langle x(t) \rangle) \rangle}{\langle x(t) - \langle x(t) \rangle \rangle^2}, \quad (3)$$

τ 为延迟时间, $\langle \cdot \rangle$ 表示关于时间求平均数, $x(t)$ 表示光电振荡器产生的混沌序列. 对于含有时延信息的混沌序列, 其对应的自相关曲线上会出现一定高度的相关峰, 相关峰的位置对应于延迟时间长度, 高度则定量表征相关程度, 即时延信息的强度. ACF 中数据长度会影响相关峰的高度, 为了保证 ACF 计算的准确性, 我们选用的数据长度为 10 μ s.

3 数值计算结果

3.1 直流偏置相移对时延信息的影响

首先, 我们研究了 MZM 在不同的直流偏置电压下, 光电振荡器的输出特性. 通过改变直流偏置电压 V_B 来实现对 MZM 两臂上的位相差 Φ 的控制, 由于 MTF 的周期为 π , 所以选取其中的一个周期 $\Phi \in [-\pi/2, \pi/2]$ 作为研究范围.

图 2 为不同直流偏置相移情况下混沌信号中的时延信息特征. 图中从上到下列举的状态所对应的最大李雅谱诺夫指数分别为 0.117, 0.120, 0.110, 0.121 和 0.117 ns^{-1} , 表明光电振荡器输出的均为混沌信号. 图 2(a) 显示了 MZM 关于 Φ 的传输特性曲线及研究中选取的直流偏置相移所对应的工作点. 图 2(b) 显示各直流偏置相移情况下光电振荡器输出的混沌信号的时序, 相同反馈强度下混沌信号的幅度大小几乎相等且分布在 0 的两侧. 图 2(c) 中, $\Phi = 0$ 时功率谱最平坦, 其次是 $\Phi = \pm 3\pi/8$ 时, 当 $\Phi = \pm \pi/4$ 时功率谱起伏最大. 图 2(d) 给出了时序所对应的自相关曲线, 从时延信息的强度上看: $\Phi = 0$ 时自相关曲线上对应 T 处的相关性较差

(如图 2(d3)), 表明此时混沌序列的时延信息较弱; $\Phi = \pm\pi/4$ 时自相关曲线上对应 T 处的相关性较强(如图 2(d2) 和 (d4)), 表明此时混沌序列具有较强的时延信息; $\Phi = \pm 3\pi/8$ 时自相关曲线上对应 T 处的相关性介于前两者之间(如图 2(d1) 和 (d5)), 表明此时混沌序列的时延信息强度也介于 $\Phi = 0$ 时和 $\Phi = \pm\pi/4$ 时的时延信息强度之间. 从自相关曲线上 T 对应处自相关系数的极性来看, 我们发现另一个有趣的现象: 当 $\Phi = -3\pi/8$ 和 $\Phi = -\pi/4$ 时, 自相关曲线上 T 对应处的相关系数符号为正(如

图 2(d1) 和 (d2)), 其可能的原因是此时光电振荡器的输出信号与反馈调制信号具有相同的相位变化趋势, 导致产生的混沌序列延迟时间 T 后相位相同的成分占主导地位, 我们称之为同相延迟; 而当 $\Phi = 3\pi/8$ 和 $\Phi = \pi/4$ 时, 自相关曲线上 T 对应处的相关系数符号为负(如图 2(d4) 和 (d5)), 其可能的原因是此时光电振荡器的输出信号与反馈调制信号具有相反的相位变化趋势, 导致产生的混沌序列延迟时间 T 后相位相反的成分占主导地位, 我们称之为反相延迟.

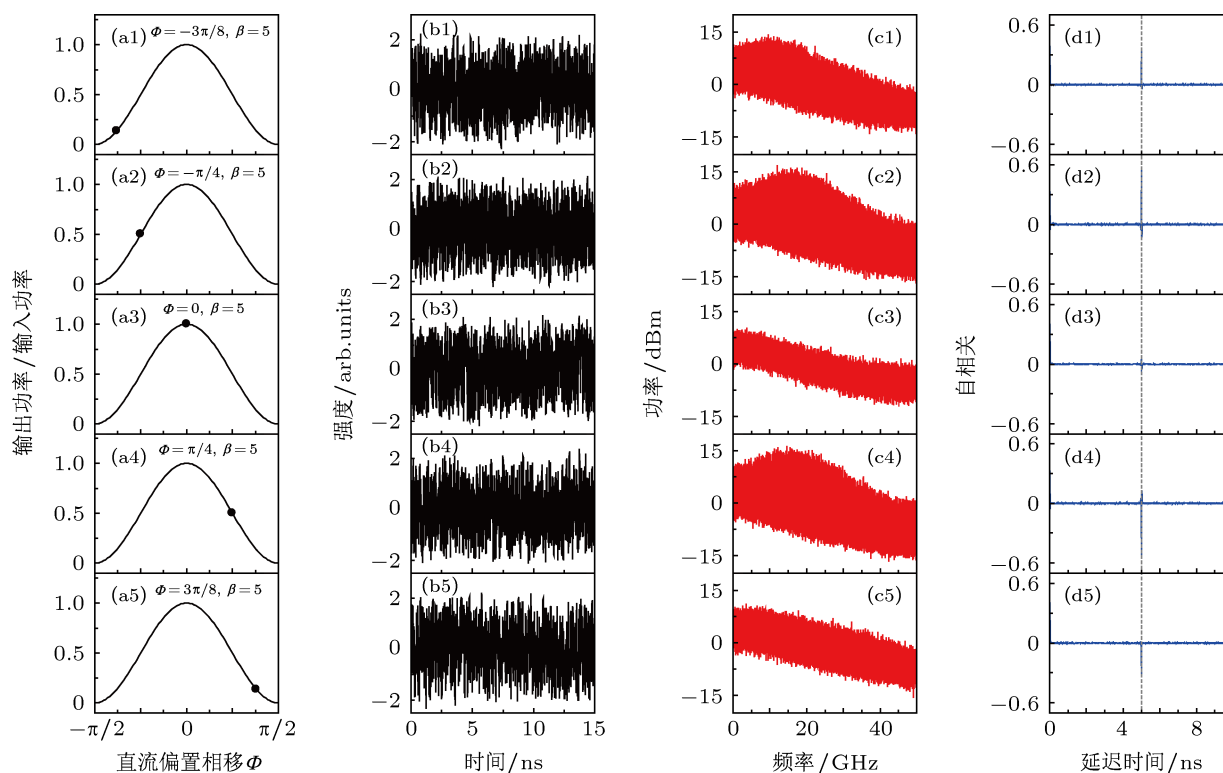


图 2 不同直流偏置相移情况下 (a) MZM 的工作点以及输出系统输出的 (b) 混沌时序、(c) 功率谱和 (d) 自相关曲线 (从上到下直流偏置相移分别为 $\Phi = -3\pi/8$, $\Phi = -\pi/4$, $\Phi = 0$, $\Phi = \pi/4$ 和 $\Phi = 3\pi/8$, 其他参数为 $\beta = 5$; (d) 中虚线表示 T 所对应的延迟时间位置)

图 3 为图 2 中 $\Phi = 0$ 和 $\Phi = \pm\pi/4$ 时所对应的混沌信号的功率谱. 图中放大后的功率谱的振荡幅度也表明 $\Phi = 0$ 时混沌序列的时延信息较弱(如图 3(b)), $\Phi = \pm\pi/4$ 时混沌序列的时延信息较强(如图 3(a) 和 (c)), 并且同相延迟时 $1/T$ 处出现较高的幅度(如图 3(a)), 反相延迟时则出现低谷(如图 3(c)).

选取自相关曲线上对应 T 附近的最大 $|\Gamma(\tau)|$ 作为相关峰幅度来定量表征时延信息强度, $|\Gamma(\tau)|_{\max}$ 的值越大则表示时延信息越强. 在 $\Phi \in [-\pi/2, \pi/2]$ 范围内时延信息强度的变化曲线如图 4 所示, 这里需要说明的是 Φ 在 $\pm\pi/2$ 附近时不易产生混沌^[27]. 图中显示, $\Phi = 0$ 附近混沌序列的时延信息强度最小, $\Phi = \pm\pi/4$ 附近混沌序列

的时延信息强度最大, 其他 Φ 值情况下时延信息强度在两者之间逐渐变化. 结合图 2(a) 的曲线, 很容易发现, 当 Φ 所对应的工作点接近 MZM 的传输特性曲线的极值点时, 光电振荡器输出的混沌信号的时延信息最弱, 因为此时 MZM 的工作点处于非线性工作区而使输出的混沌信号与反馈信号具有较差的相关性; 而当 Φ 当接近 $\pm\pi/4$ 时, 光电振荡器输出的混沌信号的时延信息最强, 因为此时 MZM 的工作点处于线性工作区而使小幅度的反馈信号对输入激光进行线性调制, 从而使得输出的混沌信号与反馈信号具有较强的相关性. Φ 所对应的工作点越接近 MZM 的传输特性曲线的极值点, 时延信息越弱, 由于曲线上极值点出现的周期为 $\pi/2$, 所以

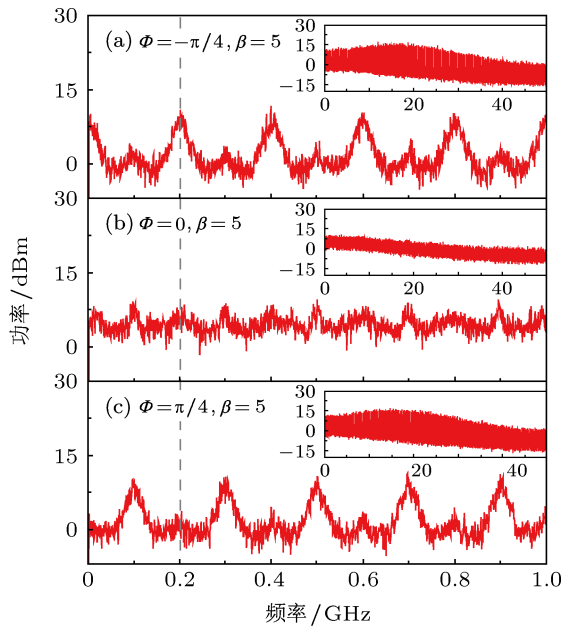


图3 不同直流偏置相移时的功率谱(从上到下直流偏置相移分别为 $\Phi = -\pi/4$, $\Phi = 0$ 和 $\Phi = \pi/4$, 其他参数为 $\beta = 5$; 虚线表示 $1/T$ 所对应的频率位置, 插图为完整的功率谱)

时延信息强度的变化周期也为 $\pi/2$. 当 Φ 所对应的工作点分别在传输特性曲线的正斜率和负斜率区间上时, 一定幅度的 $x(t)$ 对 MZM 输出的影响趋势相反, 导致自相关曲线上对应于 T 处有符号相反的相关系数, 因为 MZM 的传输特性曲线的正负斜率以周期为 $\pi/2$ 交替出现, 所以 $x(t)$ 的幅度一定时相关系数符号对应于 Φ 的变化周期为 $\pi/2$.

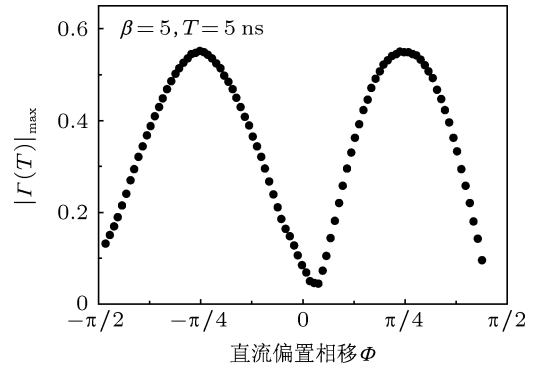


图4 直流偏置相移对时延信息强度的影响

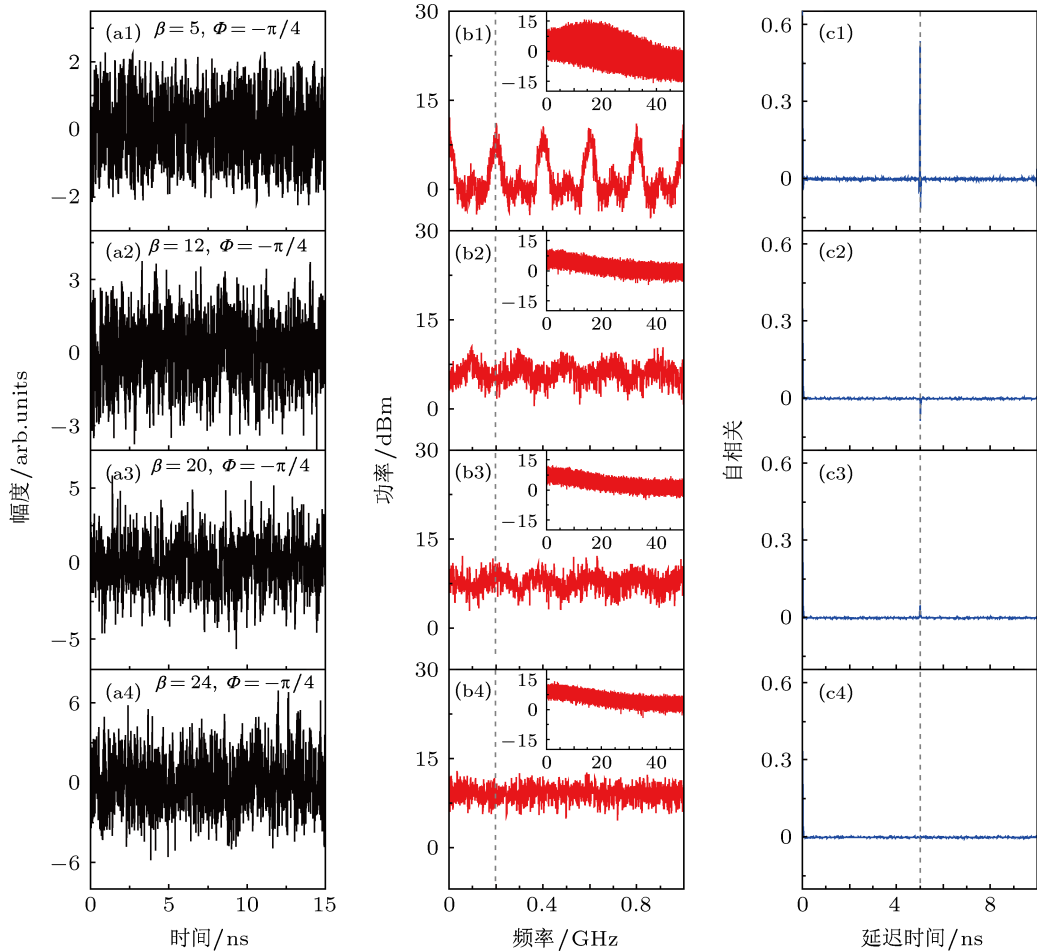


图5 $\Phi = -\pi/4$ 时不同反馈强度下混沌序列的时延特征 (a) 时序; (b) 功率谱; (c) 自相关曲线(反馈强度从上到下分别为 $\beta = 5, \beta = 12, \beta = 20$ 和 $\beta = 24$; 图中虚线分别对应频率 $1/T$ 和延迟时间 T 的位置)

3.2 反馈强度对时延信息的影响

在光电振荡器中, β 影响 $x(t)$ 的幅度而决定 MZM 的非线性调制范围. 在研究反馈强度对时延信息影响的时候, 我们分别选取时延信息强度较大和较小的两个直流偏置相移 $\Phi = -\pi/4$ 和 $\Phi = 0$ 作为计算参数, 研究并对比其时延信息特征.

图 5 显示了 $\Phi = -\pi/4$ 时增加反馈强度可以抑制混沌序列的时延信息. 图中从上到下, β 分别为 5, 12, 20 和 24, 其对应的最大李雅谱诺夫指数分别为 0.120, 0.191, 0.229 和 0.242 ns^{-1} , 表明光电振荡器输出的混沌信号的复杂程度逐渐增加. 随着 β 的增大, 插图中功率谱变得越来越平坦, 并且放大的功率谱中对应于延迟时间的周期振荡越来越弱, 最后不表现出时间信息, 自相关曲线上的时延信息

也逐渐减弱, 直到被背景噪声淹没. 这是因为 β 增加时, $x(t)$ 的幅度大量增加而使 MTF 覆盖了更大的非线性工作区间, 导致 MZM 工作在更复杂的非线性调制状态, 从而使混沌序列的时延信息强度减弱.

图 6 显示了 $\Phi = 0$ 时增加反馈强度可以更好地抑制混沌序列的时延信息, 其中 β 的值与图 5 相同. 各状态对应的最大李雅谱诺夫指数分别为 0.110, 0.190, 0.228 和 0.243 ns^{-1} , 几乎与图 5 中各状态的相同, 类似的现象在文献 [20] 中也有报道. 随着 β 的增加, 图 6 中的功率谱和自相关曲线与图 5 中具有相同的变化趋势, 只是在 $\Phi = 0$ 时功率谱和自相关曲线表现出来的时延信息强度远小于在 $\Phi = -\pi/4$ 时的情况, 并且在 $\beta = 20$ 时, 图 6(c3) 中 T 处的时延信息已经很难被识别而图 5(c3) 中还清晰可见.

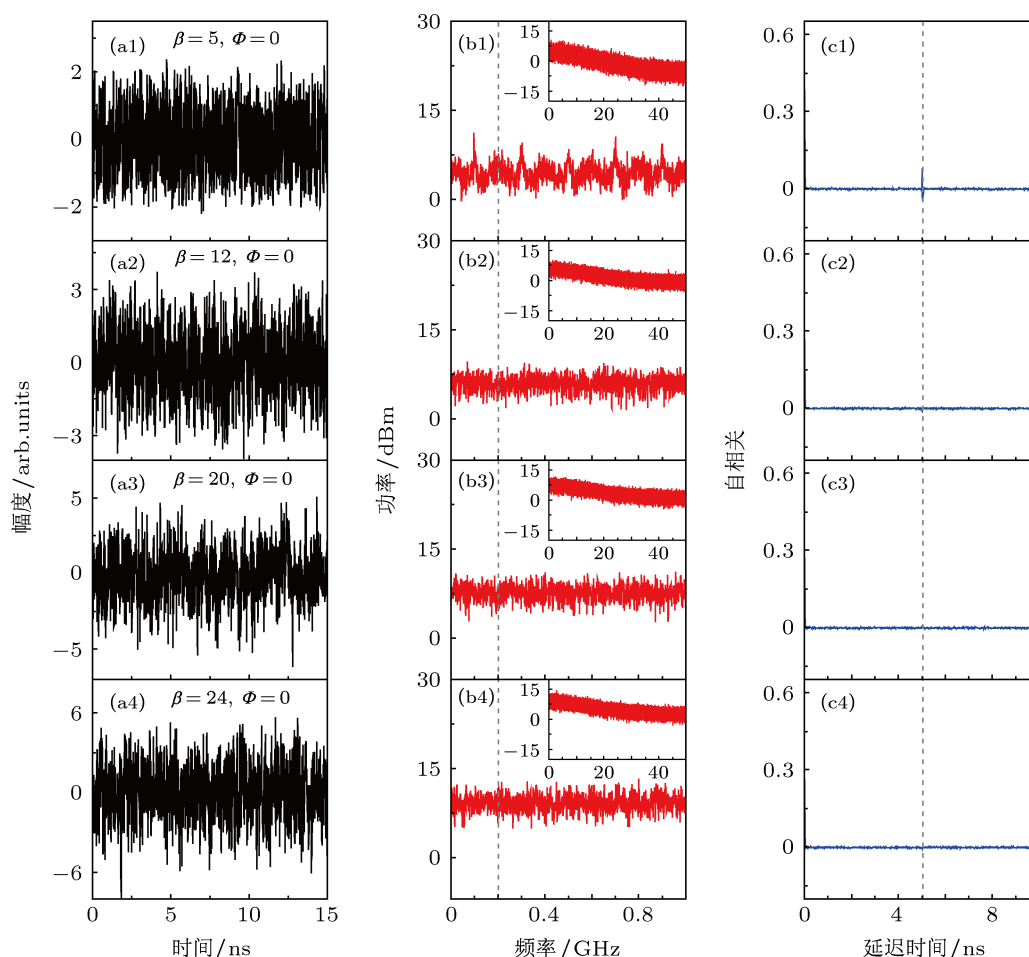


图 6 $\Phi = 0$ 时不同反馈强度下混沌序列的时延特征 (a) 时序; (b) 功率谱; (c) 自相关曲线 (反馈强度从上到下分别为 $\beta = 5, \beta = 12, \beta = 20$ 和 $\beta = 24$; 图中虚线分别对应频率 $1/T$ 和延迟时间 T 的位置)

Φ 分别为 $-\pi/4$ 和 0 时, 自相关曲线上 T 处对应的峰幅度随反馈强度变化的详细过程如图 7 所示, 图中相关峰幅度的得到方法与图 4 中所用方

法相同. 从图中曲线的整体变化趋势我们可以发现, 随着 β 的值持续增加, 无论 Φ 为 $-\pi/4$ 还是 0, 相关峰幅度都趋于降低直到最后淹没在自相关曲线

的背景噪声里. 并且在整个过程中, $\Phi = 0$ 时的相关峰幅度始终小于 $\Phi = -\pi/4$ 时的相关峰幅度且优先淹没在自相关曲线的背景噪声里, 可见 $\Phi = 0$ 时 MZM 对激光信号的非线性调制更复杂. 其可能的原因是, β 增加时, $x(t)$ 的幅度随着增大而使 MZM 的非线性工作区域增加, 导致 MTF 输出信号的非线性程度整体上趋于增加, 因此混沌信号的时延信息强度也趋于减弱, 相关峰幅度降低. 因为 β 较大时 $x(t)$ 幅度的概率分布函数近似于高斯函数 [22,25] 而使大量 $x(t) + \Phi$ 的值集中分布在 Φ 值附近, 因此 MZM 在 $\Phi = 0$ 时仍然比 $\Phi = -\pi/4$ 时工作在更多的非线性调制区域, 故输出的混沌信号的时延信息也较弱.

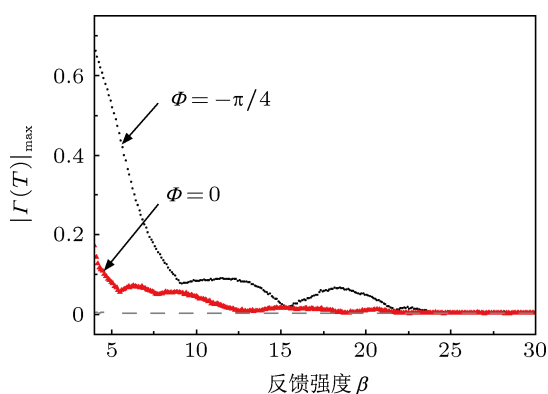


图 7 反馈强度对时延信息强度的影响 (直流偏置相移分别为 $\Phi = -\pi/4$ 和 $\Phi = 0$, 虚线为自相关曲线的背景噪声的 3 倍标准偏差)

值得注意的是, 图 7 中的曲线随 β 增大而呈振荡式下降, $\Phi = -\pi/4$ 时尤为明显, 图 5(c1)—(c3) 中 $\beta = 5, 12$ 和 20 时 T 处的相关系数分别为 $0.534, -0.087$ 和 0.048 , 可见该振荡伴随着相关系数符号的改变. 振荡产生的原因分析如下: 图 7 中 $\Phi = -\pi/4$ 所对应的曲线上三个拐点处的反馈强度分别为 $\beta = 9.1, 15.4$ 和 21.8 , 其对应的 $x(t)$ 的最大幅度分别为 $4.25, 5.92$ 和 7.58 , 计算可知幅度差 1.67 和 1.66 均接近于 $\pi/2$, 即 Φ 的值固定时 $x(t)$ 的幅度变化 $\pi/2$ 也对应相关峰幅度的一个振荡周期, 由于 MTF 的斜率符号的变化周期和极值点出现的

周期都为 $\pi/2$, 所以相邻两个周期内 T 处的相关系数符号相反, 并且时延信息强度出现周期为 $\pi/2$ 的振荡.

4 讨论与结论

与光反馈半导体激光器相比, 光电振荡器产生的混沌激光表现出截然不同的时延特征. 可以归结为: 在光反馈半导体激光器中, 随着反馈强度增加时延信息强度逐渐增加, 而光电振荡器中混沌信号的时延信息强度随着反馈强度的增加而减小; 光反馈半导体激光器混沌信号的时延信息表现出来的相关系数通常为正数, 而光电振荡器混沌信号可以规律性地出现正负相关系数. 文中规律经平均互信息算法验证, 由于该算法基于直方图对离散数据进行计算, 所以列宽的选择会导致计算结果有较大差异, 仅在部分情况下可得到与文中时延信息强度变化完全符合的规律, 而且对于相关系数的符号变化规律无法利用平均互信息算法进行研究. 另外, 我们还发现延迟时间长度对时延信息几乎不造成影响.

通过数值模拟光电振荡器产生混沌信号, 并用自相关方法研究了直流偏置相移和反馈强度对其时延特征的影响. 发现其他条件相同时, Φ 对应的工作点越接近 MZM 的传输特性曲线的极值点, 时延信息越弱, 所以 $\Phi = 0$ 附近可以有效抑制时延信息, 而持续增加反馈强度可使时延信息更加微弱甚至消除, 并且该条件下有利于宽带混沌信号的产生 [19]、混沌复杂度的增加 [20] 和混沌幅度的概率分布函数趋于高斯函数 [22,25], 因此, 对于光电振荡器, 混沌信号时延信息被抑制的过程可同时提高带宽、复杂度和幅度分布性能. 同时, 自相关曲线上对应于延迟时间处的相关系数符号也与直流偏置相移和反馈强度有关, 当 Φ 和 $x(t)$ 的幅度变化 $\pi/2$ 时相关系数的符号发生变化, 该特性或可用于网络传感.

[1] Argyris A, Syvridis D, Larger L, Annovazzi-Lodi V, Colet P, Fischer I, García-Ojalvo J, Mirasso C R, Pesquera L, Shore K A 2005 *Nature* **437** 343
 [2] Kanter I, Aviad Y, Reidler I, Cohen E, Rosenbluh M 2009 *Nature Photon.* **4** 58
 [3] Lin F Y, Liu J M 2004 *IEEE J. Quantum Electron.* **40** 815

[4] Wang Y C, Wang B J, Wang A B 2008 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **20** 1636
 [5] Wu Y, Wang Y C, Li P, Wang A B, Zhang M J 2012 *IEEE J. Quantum Electron.* **48** 1371
 [6] Zhao Q C, Wang Y C, Wang A B 2009 *Appl. Opt.* **48** 3515
 [7] Zhang J B, Zhang J Z, Yang Y B, Liang J S, Wang Y C 2010 *Acta Phys.*

- Sin.* **59** 7679 (in Chinese) [张继兵, 张建忠, 杨毅彪, 梁君生, 王云才 2010 物理学报 **59** 7679]
- [8] Lin F Y, Liu J M 2004 *IEEE J. Quantum Electron.* **10** 991
- [9] Fan Y, Xia G Q, Wu Z M 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7663 (in Chinese) [范燕, 夏光琼, 吴正茂 2008 物理学报 **57** 7663]
- [10] Rontani D, Locquet A, Sciamanna M, Citrin D S, Ortin S 2009 *IEEE J. Quantum Electron.* **45** 879
- [11] Wu J G, Xia G Q, Tang X, Lin X D, Deng T, Fan L, Wu Z M 2010 *Opt. Express* **18** 6661
- [12] Xiang S Y, Pan W, Yan L S, Luo B, Zou X H, Jiang N, Wen K H 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 014203
- [13] Wu J G, Xia G Q, Wu Z M 2009 *Opt. Express* **17** 20124
- [14] Ding L, Wu J G, Xia G Q, Shen J T, Li N Y, Wu Z M 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 014210 (in Chinese) [丁灵, 吴加贵, 夏光琼, 沈金亭, 李能尧, 吴正茂 2011 物理学报 **60** 014210]
- [15] Li S S, Liu Q, Chun S C 2012 *IEEE Photon. J.* **5** 1930
- [16] Zhang J Z, Wang A B, Zhang M J, Li X C, Wang Y C 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 094207 (in Chinese) [张建忠, 王安帮, 张明江, 李晓春, 王云才 2011 物理学报 **60** 094207]
- [17] Zhang L Y, Pan W, Yan L S, Luo B, Zou X H, Xiang S Y, Li N Q 2012 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **24** 1693
- [18] Zhong Z Q, Wu Z M, Wu J G, Xia G Q 2013 *IEEE Photon. J.* **5** 1500409
- [19] Callan K E, Illing L, Gao Z, Gauthier D J, Schöll E 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 113901
- [20] Vicente R, Daudén J, Colet P, Toral R 2005 *IEEE J. Quantum Electron.* **41** 541
- [21] Goedgebuer J P, Levy P, Larger L, Chen C C, Rhodes W T 2002 *IEEE J. Quantum Electron.* **38** 1178
- [22] Kouomou C Y, Colet P, Larger L, Gastaud N 2005 *IEEE J. Quantum Electron.* **41** 156
- [23] Kouomou C Y, Colet P, Larger L, Gastaud N 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 203903
- [24] Peil M, Larger L, Fischer I 2007 *Phys. Rev. E* **76** 045201
- [25] Peil M, Jacquot M, Kouomou C Y, Larger L, Erneux T 2009 *Phys. Rev. E* **79** 026208
- [26] Lavrov R, Peil M, Jacquot M, Larger L, Udaltsov V, Dudley J 2009 *Phys. Rev. E* **80** 026207
- [27] Nguimdo R M, Colet P, Mirasso C 2010 *IEEE J. Quantum Electron.* **46** 1436
- [28] Larger L, Dudley J M 2010 *Nature* **465** 41
- [29] Rontani D, Locquet A, Sciamanna M, Citrin D S, Uchida A 2011 *Opt. Lett.* **36** 2287
- [30] Illing L, Panda C D, Shareshian L 2011 *Phys. Rev. E* **84** 016213
- [31] Ravoori B, Cohen A B, Sun J, Motteret A E, Murphy T E, Roy R 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 034102
- [32] Weicker L, Erneux T 2012 *Phys. Rev. E* **85** 026206
- [33] Nguimdo R M, Colet P 2012 *Opt. Express* **20** 25333
- [34] Suárez-Vargas J J, Márquez B A, González J A 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 071115
- [35] Williams C R S, Murphy T E, Roy R, Sorrentino F, Dahms T, Schöll E 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 064104
- [36] Udaltsov V S, Larger L, Goedgebue J P, Locquet A, Citrin D S 2005 *J. Opt. Technol.* **72** 373
- [37] Hizanidis J, Deligiannidis S, Bogris A, Syvridis D 2010 *IEEE J. Quantum Electron.* **46** 1642
- [38] Nguimdo R M, Colet P, Larger L, Pesquera L 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 034103

Analysis of delay time signature in broadband chaos generated by an optoelectronic oscillator*

Li Kai¹⁾²⁾ Wang An-Bang¹⁾²⁾ Zhao Tong¹⁾²⁾ Wang Yun-Cai¹⁾²⁾†

1) (Key Laboratory of Advanced Transducers and Intelligent Control System, Ministry of Education and Shanxi Province, Taiyuan University of Technology, Taiyuan 030024, China)

2) (Institute of Optoelectronic Engineering, College of Physics and Optoelectronics, Taiyuan University of Technology, Taiyuan 030024, China)

(Received 14 March 2013; revised manuscript received 3 April 2013)

Abstract

Chaotic laser characteristics of an optoelectronic oscillator are investigated theoretically and numerically, and the influences of the offset phase and the feedback strength on the time-delay signature of chaos which is generated by an optoelectronic oscillator are studied, based on the method of autocorrelation function. Numerical analyses show that the increase of the feedback strength can further suppress or even conceal the time-delay signature. The closer to the extreme point of the transmission curve the operating point corresponding to the DC offset phase, the weaker the time-delay signature is. The time-delay signature can be suppressed obviously as the offset phase is set to be 0. We also find that the sign of the correlation coefficient corresponding to the time-delay signature is changed when the offset phase and the phase shift caused by the delay feedback produce a phase-shift value of $\pi/2$.

Keywords: broadband chaotic laser, delay time, optoelectronic oscillator

PACS: 42.65.Sf, 05.45.Jn

DOI: 10.7498/aps.62.144207

* Project supported by the Special Fund for Basic Research on Scientific Instruments of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60927007), the Special Funds of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61227016), the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60908014, 61205142), and the Shanxi Provincial Foundation for Returned Scholars (Main Program), China (Grant No. 2010-3).

† Corresponding author. E-mail: wangyc@tyut.edu.cn